



## Utilisation de l'imagerie IR pour l'étude de la fatigue des aciers : Premières observations d'effets de surface

Martin Poncelet, Cédric Doudard, Sylvain Calloch, François Hild, Bastien Weber

### ► To cite this version:

Martin Poncelet, Cédric Doudard, Sylvain Calloch, François Hild, Bastien Weber. Utilisation de l'imagerie IR pour l'étude de la fatigue des aciers : Premières observations d'effets de surface. Instrumentation, Mesure, Métrologie, 2012, 12 (1-2), pp.107-129. 10.3166/i2m.12.1-2.107-129. hal-00750767

**HAL Id: hal-00750767**

**<https://hal.science/hal-00750767>**

Submitted on 12 Nov 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

---

# Utilisation de l'imagerie IR pour l'étude de la fatigue des aciers :

## Premières observations d'effets de surface

**Martin Poncelet\*** — **Cédric Doudard\*\*** — **Sylvain Calloch\*\*** — **François Hild\*** — **Bastien Weber\*\*\***

*\*Laboratoire de Mécanique et Technologie, UMR 8535  
(ENS Cachan/CNRS/Université Paris 6/PRES UniverSud Paris)  
61 avenue du Président Wilson, F-94235 Cachan cedex, France  
{poncelet, hild}@lmt.ens-cachan.fr*

*\*\*Laboratoire Bretois de Mécanique des Structures, EA 4325  
(E.N.S.I.E.T.A./Université de Brest/E.N.I.B.)  
2 rue François Verny, F-29806 Brest Cedex, France  
{cedric.doudard, sylvain.calloch}@ensieta.fr*

*\*\*\*ArcelorMittal Maizières Research SA  
Voie Romaine BP 30320, F-57283 Maizières-lès-Metz, France  
bastien.weber@arcelormittal.com*

---

*RÉSUMÉ. De nouvelles méthodes de caractérisation de la tenue à la fatigue des matériaux métalliques par mesure thermique sont développées depuis plusieurs années. Elles donnent accès en quelques dizaines de minutes à une estimation de la limite d'endurance et de la dispersion des résultats de fatigue d'un matériau, là où plusieurs jours sont nécessaires traditionnellement. Un des axes de développement de ces méthodes consiste à caractériser à l'aide de ces techniques les effets de surface sur les propriétés à la fatigue. Pour capter l'information due à l'hétérogénéité locale provoquée par le traitement de surface, il est nécessaire de passer d'une vision moyenne à des mesures de champ. Deux points clés peuvent être considérés pour ce passage. Le premier concerne la mesure et est traité dans cet article. Le second concerne l'identification du champ de sources locales à partir du champ de température mesurée et n'est pas traité ici. Un protocole expérimental de mesure du champ de température d'une tôle mince avec une précision suffisante (incertitude de l'ordre du milliKelvin) est présenté pour discerner des hétérogénéités de propriété à la fatigue (p. ex. surface vs. cœur). L'article expose les différentes sources d'artefacts rencontrés et les techniques utilisées pour les supprimer.*

*ABSTRACT. New fatigue properties assessment methods using thermal measurements have been developed in the last decades. Fatigue limit and its scatter are predicted in few tens of*

*minutes instead of several days with usual methods. One may wonder if heterogeneous fatigue properties can be detected and quantified with such methods because of the important thermal conduction in metals. The present paper introduces an experimental protocol allowing temperature fields to be measured over a thin metal sheet. The measurement uncertainty is sufficiently low (about 1 mK) to allow for the detection of small heterogeneities. Different measurement artefacts are discussed and technical solutions are proposed.*

*MOTS-CLÉS : Thermographie IR, thermoélasticité, dissipation, fatigue, effet de surface, revêtement.*

*KEYWORDS: IR thermography, thermoelasticity, dissipation, fatigue properties, surface effect, coating.*

---

DOI:10.3166/i2m.12.1-2.107-129

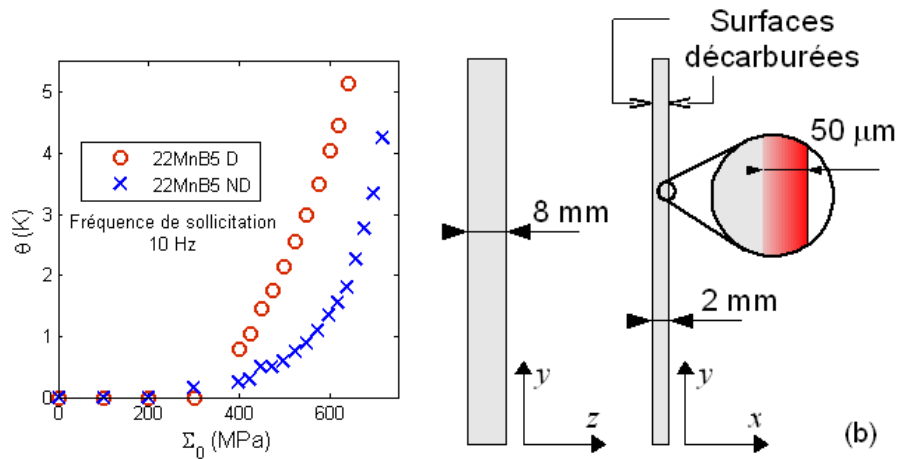
## 1. Introduction

Les méthodes traditionnelles de caractérisation de la tenue à la fatigue à grand nombre de cycles sont particulièrement pénalisantes en raison de la durée de leur mise en œuvre qui est de plusieurs jours voire semaines. Il faut en effet attendre la rupture d'un grand nombre d'éprouvettes pour pouvoir en réaliser une analyse statistique et identifier ainsi les propriétés matérielles. Des méthodes de caractérisation plus rapides sont donc développées depuis plusieurs années, reposant pour certaines (Krapez *et al.*, 1999 ; La Rosa *et al.*, 2000 ; Galtier *et al.*, 2002 ; Boulanger *et al.*, 2004 ; Doudard *et al.*, 2005) sur l'analyse de l'évolution de la température d'une éprouvette sous chargement cyclique.

Ce type d'essai – nommé, ici, essai d'auto-échauffement – peut être réalisé simplement avec deux (ou trois) thermocouples mesurant pour l'un la température du centre de l'éprouvette et pour l(es) autre(s) celle d'un(des) mors de la machine. L'essai, d'une durée de quelques dizaines de minutes, consiste en une suite de paliers de chargements cycliques d'amplitude constante, cette dernière est incrémentée une fois que la température différentielle de l'éprouvette est stabilisée. Cette température stabilisée est alors tracée en fonction de l'amplitude du chargement correspondante (figure 1(a)). Pour certains matériaux comme les aciers, aucune augmentation de température n'est détectable dans un premier temps, tandis qu'une forte augmentation apparaît au delà d'une certaine amplitude. Cette dernière est généralement bien corrélée avec la limite d'endurance du matériau testé (Stromeyer, 1914 ; Moore *et al.*, 1921 ; Harry *et al.*, 1981 ; Luong, 1992). Des modèles basés sur le phénomène de microplasticité (Doudard *et al.*, 2004 ; Charkaluk *et al.*, 2006) ont été proposés pour expliquer ce lien, en particulier une approche probabiliste (Doudard *et al.*, 2004) permet de rendre compte de l'apparition progressive de la microplasticité et de relier la courbe d'auto-échauffement à la dispersion des résultats de fatigue. Cette méthode a été récemment étendue aux cas de chargements multiaxiaux proportionnels et non proportionnels (Doudard *et al.*, 2007 ; Poncelet *et al.*, 2007 ; 2010a).

Ces essais ont jusqu'à maintenant été réalisés sur des matériaux homogènes à l'échelle macroscopique. Au vu de l'importance des effets de surface sur la tenue à la fatigue, les auteurs ont voulu réaliser une étude (Poncelet *et al.*, 2010b) sur un cas test afin de juger de la faisabilité de telles approches dans des cas hétérogènes. On s'intéresse ici à une tôle d'acier au bore à haute résistance produite par ArcelorMittal (acier 22MnB5, 2 mm d'épaisseur, limite d'élasticité  $\approx 1000$  MPa, limite à rupture  $\approx 1500$  MPa). Lors du laminage à chaud, environ 50  $\mu\text{m}$  d'acier sont fortement décarburés sous la surface, tandis qu'un revêtement de protection adéquat peut empêcher ce phénomène. L'influence de la décarburation sur la tenue à la fatigue, connue pour être sévère (Cazaud, 1959), est ici notable : la tôle protégée a une limite d'endurance de 450 MPa à  $2 \times 10^6$  cycles contre 275 MPa pour la même tôle non protégée.

En réalisant un essai d'auto-échauffement sur chaque tôle (éprouvettes présentées en figure 1(b), les découpes sont réalisées au jet d'eau puis polies au papier 800, et les autres surfaces sont laissées intactes), on retrouve qualitativement cette distinction (figure 1(a)). La tôle partiellement décarburée a une élévation de température plus précoce, ce qui correspond à une limite d'endurance plus faible. Il n'est néanmoins pas possible d'estimer la limite d'endurance de la tôle décarburée par les méthodes thermiques habituelles puisqu'ici le cas est hétérogène : seule la couche décarburée est responsable de la « faiblesse » en fatigue et du « sur-échauffement » sous chargement cyclique, tandis que la mesure thermique est une moyenne spatiale. Il apparaît donc nécessaire d'aborder ce problème non plus avec une vision *moyenne*, mais avec des *mesures de champ*. Ce changement implique, entre autres, l'utilisation d'une autre technique de mesure de la température, la thermographie infrarouge.



**Figures 1. (a)** Courbes d'auto-échauffement (température stabilisée  $\theta$  fonction de l'amplitude du chargement  $\Sigma_0$ ). D : tôle partiellement décarburée. ND : tôle non décarburée. **(b)** Géométrie des éprouvette d'acier 22MnB5.

Cet article propose un protocole de mesure de *champ* de température sous chargement cyclique. Comme nous le verrons, cette mesure est non triviale tant la conduction thermique tend à homogénéiser le champ de température dans l'épaisseur de la tôle, qui est la direction qui nous intéresse (la tôle est homogène dans le plan de laminage). Un soin particulier est donc apporté pour minimiser les artefacts et incertitudes de mesure, et ainsi rendre exploitables les résultats obtenus pour l'identification des champs de sources locales et donc des propriétés à la fatigue locales. Cette seconde étape, toute aussi délicate, n'est pas traitée ici.

Le développement du protocole expérimental va être décrit étape par étape (le lecteur cherchant de plus amples détails est invité à se référer à (Poncelet *et al.*, 2007 ; 2010b)). Le principe de la mesure est tout d'abord présenté avec son équipement (machine d'essai, caméra IR), puis la justification de la méthode de mesure différentielle et le choix d'une acquisition asynchrone pour supprimer des artefacts liés à la thermoélasticité. Dans un second temps, l'origine et l'importance de différents artefacts (mouvement de corps rigide, effet de conduction au travers du revêtement à haute émissivité, effet de la convection, effets optiques) seront discutées et le cas échéant des solutions seront apportées. Enfin le protocole sera appliqué à une éprouvette à hétérogénéité artificielle ainsi qu'aux éprouvettes d'acier au bore partiellement décarburées, et les résultats seront discutés.

## 2. Principe de la mesure

Le but de la mesure étant de connaître l'hétérogénéité de température *dans l'épaisseur* de la tôle, la configuration suivante est choisie (figure 1(b)) : l'axe  $x$  est la direction transverse de la tôle,  $y$  l'axe de chargement et  $z$  la direction de l'axe optique. La caméra observe donc le « bord » de coupe (plan  $(x,y)$ ) large de 2 mm et non une des surfaces laminées (plan  $(y,z)$ ).

Quelques simulations numériques, non présentées ici pour des raisons de brièveté, permettent d'obtenir une première approximation de l'hétérogénéité de champ de température dans l'éprouvette ainsi que de l'influence des différentes conditions limites (Poncelet, 2007). On peut remarquer que :

- La température mesurée sur le bord de tôle situé à  $z = 0$  n'est *théoriquement* pas identique à celle située au cœur ( $z < 0$ ). Néanmoins, les échanges thermiques par convection et rayonnement à la surface  $z = 0$  étant très inférieurs à la conduction interne et la tôle étant homogène dans la direction  $z$ , le champ observé en  $z = 0$  est représentatif du champ à cœur.

- L'effet de la conduction dans l'acier est très important à l'échelle submillimétrique. Les simulations numériques donnent en première approximation une hétérogénéité de température inférieure à  $10^{-2}$  K dans les 2 mm d'épaisseur de tôle. A cette échelle, de nombreux artefacts et bruits de mesure seront non négligeables et le protocole expérimental devra les prendre en compte. Il faudra s'assurer de plus que les variations de température dues à la thermoélasticité – environ 2 ordres de grandeur supérieurs – ne perturbent pas la mesure du champ de température recherché, lié à la microplasticité.

- L'influence de la convection est également non négligeable à de telles échelles d'hétérogénéité, et est dans le même temps difficilement estimable (on considère habituellement que le coefficient de convection linéaire  $h$  est compris entre  $0.2 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et  $2 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  (Chrysochoos *et al.*, 2000) pour la convection naturelle). Il est donc nécessaire de supprimer (sinon limiter) l'effet de la convection sur la mesure. Ceci se fait habituellement grâce à une enceinte sous vide, mais dans

le cas présent la faible distance de travail de l'objectif de microscopie utilisé ne nous le permet pas.

Le protocole expérimental devra donc offrir des résolutions spatiale et thermique adéquates ainsi que des incertitudes de mesure suffisamment basses. Enfin il devra assurer une mesure de l'hétérogénéité thermique due à la microplasticité (c.-à-d., la source de chaleur que l'on souhaite mettre en évidence / identifier) et non l'influence des conditions extérieures ou de la thermoélasticité.

### **2.1. Equipement**

Le chargement mécanique de traction cyclique est réalisé grâce à une machine servohydraulique MTS munie de mors mécaniques. L'absence de flexion de l'éprouvette sous charge cyclique est vérifiée par une mesure de champ de déplacement (par corrélation d'images numériques).

La caméra infrarouge utilisée (CEDIP Jade III) est un modèle à détecteur matriciel de  $320 \times 240$  pixels, avec une bande spectrale MWIR et un refroidissement par cycle Stirling à 70 K. Le bruit équivalent à une différence de température (*Noise Equivalent Thermal Difference*) annoncé par le constructeur est d'environ 20 mK à 20°C pour une fréquence d'acquisition de l'ordre 150 images / s. On utilise un objectif de microscopie  $\times 1$  (CEDIP, G1), tel que la distance interpixel est de 30  $\mu\text{m}$ . On a ainsi environ 66 pixels dans l'épaisseur de la tôle observée. Le temps d'intégration (ici 1640  $\mu\text{s}$ ) est choisi maximal (sans toutefois saturer le capteur) afin d'optimiser la résolution thermique et minimiser l'incertitude de mesure.

L'étalonnage de la caméra est réalisé suivant la technique dite « pixel à pixel » (Honorat *et al.*, 2005) au lieu d'utiliser le système de correction de non uniformité embarqué (Darses, 2004). Cela consiste à corriger la réponse de chaque pixel par un polynôme spécifique (choisi ici d'ordre 6). L'étalon utilisé est un corps noir étendu (DCN1000 de HGH, surface active :  $100 \times 100$  mm, non uniformité :  $\pm 0.01$  K à l'ambiante  $\pm 5$  K, stabilité :  $\pm 0.002$  K) mesuré pour 21 températures différentes dans la plage de travail 20°C-40°C.

Ces réglages effectués, la moyenne spatiale (RMS) du bruit temporel est de 19 mK. Vu que l'amplitude des hétérogénéités étudiées est inférieure mais que seule l'hétérogénéité dans la direction de l'épaisseur de la tôle  $x$  est recherchée (on considère les propriétés du matériau constantes dans le plan de la tôle  $(y,z)$ ), il est pertinent de réaliser une moyenne de chaque ligne du capteur qui est orienté selon l'axe de chargement  $y$ . Le bruit temporel étant gaussien, le regroupement des 320 pixels d'une ligne limite l'incertitude à  $19/\sqrt{320} \approx 1.1$  mK, c'est-à-dire en deçà des hétérogénéités recherchées dans la direction  $x$ .

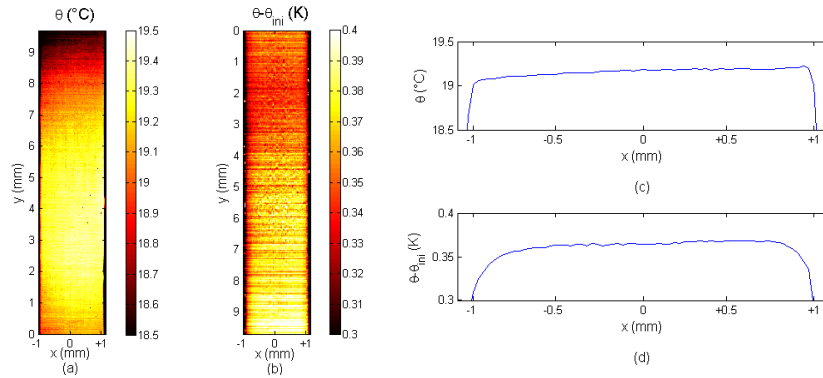
### **2.2. Besoin de la mesure « la plus différentielle possible »**

Le protocole de mesure le plus simple est une mesure non différentielle de la température de l'éprouvette  $\theta(x,y,t)$  en cours de chargement cyclique, suivi d'une moyenne temporelle pour réduire l'incertitude de mesure. La figure 2(a) présente le

champ de température  $\theta(x,y)$  obtenu, où l'éprouvette apparaît plus chaude que l'arrière-plan. Malgré le revêtement à haute émissivité qui a été appliqué sur l'éprouvette, on distingue nettement l'artefact dû à l'effet Narcisse (reflet de la caméra sur l'objet étudié). Lorsque l'on trace le profil de température  $\theta(x)$  obtenu après moyenne selon  $y$ , on remarque sur la figure 2(c) que celui-ci n'est pas symétrique et que son amplitude est bien supérieure à celui de l'hétérogénéité cherchée ( $< 10^{-2}$  K). L'effet Narcisse est en fait prédominant dans le signal obtenu.

L'effet Narcisse est habituellement supprimé en réalisant une mesure différentielle entre l'état actuel  $\theta(x,y,t)$  et un état de référence, en général l'état initial  $\theta_{ini}(x,y)$ . On obtient alors un champ (figure 2(b)) et un profil (figure 2(d)) avec des gradients bien plus faibles. Sur le champ, le gradient principal est orienté selon l'axe de l'éprouvette et correspond au flux de chaleur en direction des mors. Le profil de température, voir figure 2(d), est plus symétrique et  $\max_x(q - q_{ini}) - \min_x(q - q_{ini}) \notin 0.05$  K. Cela reste néanmoins supérieur à l'hétérogénéité recherchée.

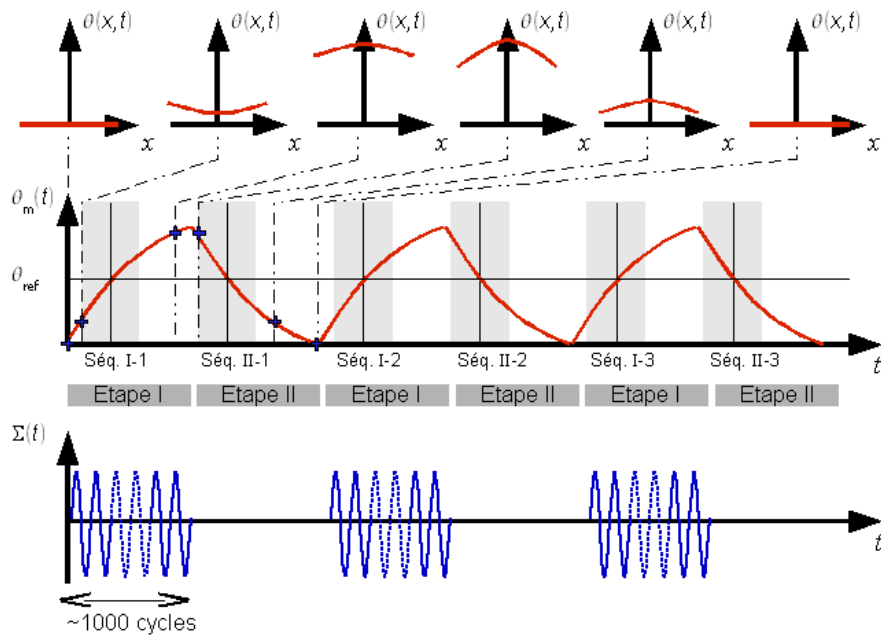
D'un point de vue thermique, la différence importante entre l'état sous chargements cycliques et l'état initial est la température *moyenne* de l'éprouvette à cause de l'auto-échauffement (environ 0.35 K de différence dans le cas de la figure 2). Par conséquent les phénomènes liés à la température de l'éprouvette (perte par convection et rayonnement mais aussi artefacts optiques) ne sont pas supprimés par la mesure différentielle. Afin d'annuler ces effets au premier ordre lors de la différence, il faut donc avoir un état de référence à la même température moyenne que l'état mesuré. Cette stratégie de mesure, présentée en figure 3, est appelée par la suite « mesure la plus différentielle ».



**Figure 2.** (a) Mesure du champ de température après 4 secondes de sollicitation ( $R = -1$ ,  $\Sigma_{max} = 500$  MPa, 30 Hz); (b) Mesure différentielle après 4 secondes (référence : image initiale); (c) moyenne selon  $y$  de la mesure; (d) moyenne selon  $y$  de la mesure différentielle.



Pour y parvenir, on sollicite dans une première étape l'éprouvette qui voit sa température augmenter lentement (le temps caractéristique pour atteindre le régime établi est de quelques dizaines de secondes). Des simulations numériques montrent qu'au contraire l'hétérogénéité thermique apparaît très rapidement, en quelques centièmes de seconde, puis évolue lentement à mesure que les pertes de chaleur sur les surfaces  $x = \pm 1$  mm augmentent avec la température moyenne de l'éprouvette. La courbure du profil de température  $\theta(x,t)$  passe ainsi de concave (sources de chaleurs majoritairement près des surfaces  $x = \pm 1$  mm, presque aucun flux de chaleur aux travers de celles-ci) à convexe (l'effet des pertes aux surfaces surpasse celui de l'hétérogénéité des sources). Cette évolution du profil est vérifiée expérimentalement en soustrayant des images obtenues à différents instants (donc différentes températures moyennes) de l'étape I. Dans une seconde étape, la sollicitation est arrêtée et la température moyenne de l'éprouvette revient à la température initiale. Le profil de température suit une évolution similaire à celui de l'étape I : brusque changement à la disparition des sources de chaleur, puis lente évolution avec la température moyenne.



**Figure 3.** Principe de mesure : contrainte de traction  $\Sigma(t)$  (bas) Evolution de la température moyenne  $\theta_m$  avec le temps durant les étapes I et II. Profil de température correspondant  $\theta(x)$  durant le premier cycle d'étapes I et II (haut). L'hétérogénéité évolue lentement durant l'accroissement et la diminution de la température moyenne. La répétition de courtes séries d'étapes I et II réduit les variations de température moyenne.

Une séquence d'images est enregistrée lors de chaque étape I et II (resp. séquences I-1 et II-1), de telle sorte que la moyenne temporelle et spatiale de la température en soit la même (température de référence  $\theta_{ref}$ ). La contribution linéaire de tous les effets liés à la température moyenne (convection, rayonnement et artefacts en première approximation) est alors annulée en soustrayant à la moyenne temporelle de la séquence I-1 celle de la séquence II-1. Ces effets ne sont pas supprimés *stricto sensu*, seule leur contribution linéaire l'est. D'autre part, les pertes en  $x = \pm 1$  mm dépendent de la température en ces surfaces et non de la température moyenne, mais la différence d'hétérogénéité du champ thermique entre les étapes I et II est négligeable par rapport à la différence de température moyenne. Le résultat obtenu est indépendant de  $\theta_{ref}$ , contrairement à une mesure différentielle qui dépend de la référence.

Le bruit (p.ex. incertitudes de mesure liée au bruit de convection) est réduit en réalisant des moyennes temporelles sur des séquences plus longues. Réaliser des étapes I & II longues signifie une augmentation importante de la température de l'éprouvette (plusieurs Kelvins) et peut donc aboutir à une modification des conditions aux limites. Une acquisition « hachée » en une série de courtes étapes I & II est donc réalisée sans que le régime établi d'une des étapes ne soit atteint (figure 3).

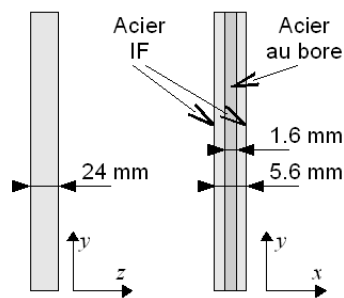
### 2.3. Acquisition asynchrone

Un dernier point fondamental de l'acquisition doit être discuté. Dans un certain nombre de cas (p. ex. étude thermoélastique à l'échelle centimétrique ou supérieure) une acquisition synchrone est utilisée, permettant « d'éliminer » les perturbations non synchrones (Krapez *et al.*, 2000). Dans le cas présent, au contraire, une synchronisation risque de superposer au signal cherché (champ thermique dû aux sources microplastiques) des artefacts dus à la combinaison de sources thermoélastiques hétérogènes et de la conduction.

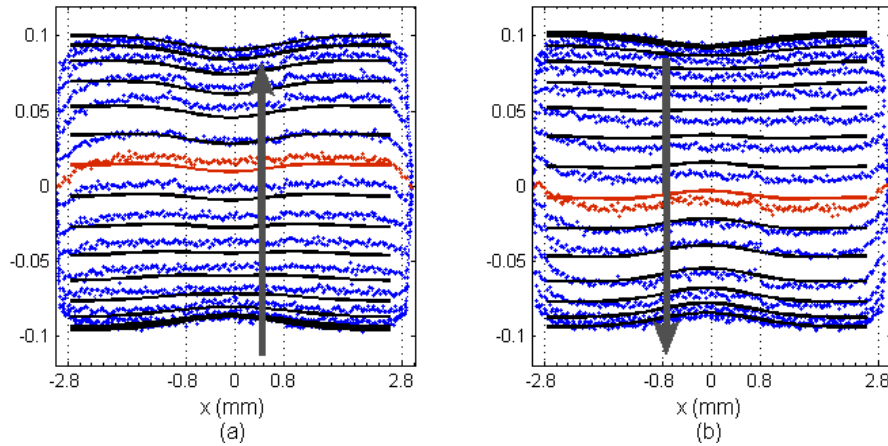
A partir du cadre thermodynamique général (Lemaitre *et al.*, 1990), on peut montrer que la dissipation thermoélastique peut se ramener dans le cas présent à une fonction sinusoïdale du temps, synchrone avec la sollicitation. Si l'amplitude de la dissipation thermoélastique est hétérogène (suite à une hétérogénéité des propriétés du matériau), un flux de chaleur des régions « chaudes » vers les régions plus froides va avoir tendance à se mettre en place et homogénéiser ainsi le champ de température. Dans le cas d'une fréquence de sollicitation très basse, le champ de température est alors uniforme, tandis qu'une fréquence très élevée assure un régime adiabatique où les gradients de températures seront les plus marqués. La transition entre ces deux régimes est progressive, selon que le phénomène étudié à une échelle spatiale inférieure ou supérieure à la longueur de diffusion  $e = (\lambda/\rho C \omega)^{1/2}$ . Dans le cas présent (éprouvette en acier sollicitée à quelques dizaines de Hz avec des hétérogénéités submillimétriques), on montre (Poncelet *et al.*, 2010b) que l'effet de la conduction est non négligeable, provoquant un déphasage notable du signal de température par rapport au cas adiabatique.

A titre d'illustration, on peut observer cet effet sur une éprouvette présentant une hétérogénéité de dissipation thermoélastique très marquée (figure 4). L'éprouvette est constituée d'un sandwich de 3 tôles (acier 22MnB5 à cœur et acier IF280 en peau) assemblé avec une pâte à haute conductivité thermique (épaisseur d'environ  $10\text{ }\mu\text{m}$ , conductivité  $\lambda_p = 25\text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$  à comparer à la conductivité des aciers de l'ordre de  $45\text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ ). L'éprouvette est recouverte d'un revêtement à haute émissivité et sollicitée à 5 Hz avec une amplitude de 100 MPa. Après acquisition d'une série d'images au cours d'un cycle, on soustrait à celle-ci la moyenne sur le cycle pour supprimer la composante constante. L'évolution du profil de température au cours du cycle est présentée en figure 5. La solution du modèle proposé (Poncelet *et al.*, 2010b) est également représentée. L'hétérogénéité de l'amplitude de dissipation thermoélastique est choisie constante par morceaux afin d'être représentative du cas du sandwich. La différence d'amplitude, résultat de la différence des paramètres des matériaux entre les tôles, est estimée à 10 %. Les résultats d'essais et la modélisation sont en bon accord.

La modélisation proposée et l'exemple précédent illustrent que déclencher une prise d'images synchrones, au passage à effort nul lors du cycle, risque de provoquer un artefact de mesure à cause des risques de déphasage. Une acquisition synchrone au double de la fréquence de sollicitation permettrait de supprimer ces effets indésirables et de ne récupérer que le signal thermique lié à la microplasticité. L'intérêt d'une telle technique devient majeur si l'on peut travailler en régime adiabatique grâce à une fréquence de sollicitation suffisante. Néanmoins, dans le cas présent où les hétérogénéités de dissipation sont de très petites tailles caractéristique, la fréquence de sollicitation nécessaire implique des amplitudes de température très faibles à cause de l'inertie thermique dont l'effet se renforce avec la fréquence. Une autre solution a donc été préférée. La modélisation comme l'expérience montrent que la contribution thermoélastique s'annule sur un cycle. Une acquisition asynchrone d'un grand nombre d'images, permet alors de supprimer la contribution thermoélastique lors de l'opération de moyenne temporelle.



**Figure 4.** Schéma de l'éprouvette sandwich.



**Figure 5.** Evolution du profil de température de l'éprouvette sandwich au cours d'un cycle dont la partie constante a été soustraite (100 MPa, 5 Hz). Pointillés : expérimental. Ligne : modèle. **(a)** Première moitié du cycle (température ascendante). **(b)** Deuxième moitié du cycle (température descendante).

### 3. Suppression des artefacts

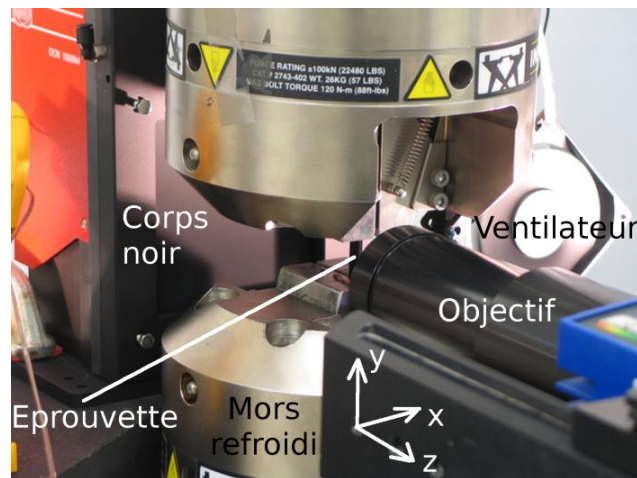
Différents artefacts rencontrés au cours du développement du protocole vont maintenant être détaillés ainsi que les moyens mis en œuvre pour s'en affranchir. L'un est dû au revêtement à haute émissivité et est supprimé par l'acquisition asynchrone, mais sa subtilité justifie sa présentation. Un second artefact est lié aux vibrations de la caméra pendant le chargement et va être supprimé grâce à une technique de corrélation d'images numériques. Le bruit de convection et sa diminution seront abordés dans un troisième temps. Enfin les artefacts optiques seront brièvement traités. La configuration expérimentale est donc enrichie d'un certain nombre d'éléments relatifs à la suppression des artefacts. On trouve en figure 6 :

- L'éprouvette au centre.
- L'actionneur et les mors selon l'axe y. Une entretoise de refroidissement par circulation d'eau est placée entre l'actionneur et le mors inférieur. Un thermocouple est placé sur chacun des mors, permettant de suivre et de contrôler leur différence de température en réglant le débit d'eau traversant l'entretoise.
- La caméra IR et son objectif selon l'axe z. Un corps noir est situé derrière l'éprouvette pour avoir un arrière plan à température constante.

- Un drap occultant, non présent en figure 6, entoure l'ensemble du montage et empêche la perturbation des conditions aux limites de l'éprouvette par convection et rayonnement avec l'environnement de la machine.

- Un ventilateur, placé à côté du mors, fait circuler l'air dans l'enceinte constituée du drap occultant. Il y uniformise la température de l'air et renforce l'efficacité des moyennes temporelles en provoquant des turbulences plus rapides.

Chaque artefact que l'on présente par la suite va venir justifier ces éléments.

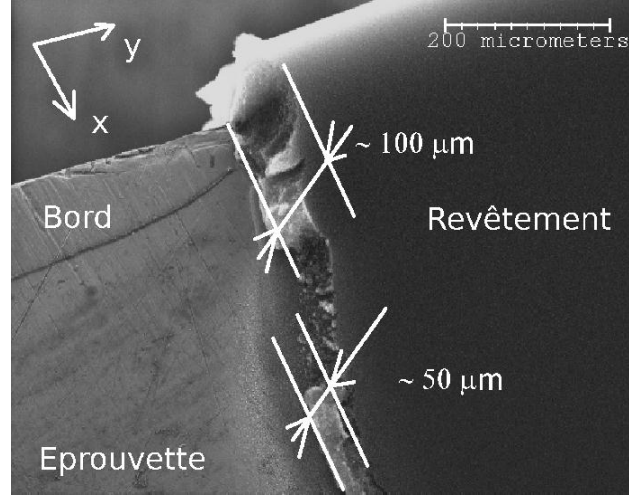


**Figure 6.** Montage expérimental complet avant essai (sans tissu occultant).

### 3.1. Rôle du revêtement lors de chargements cycliques

La qualité du revêtement à haute émissivité appliqué sur l'éprouvette est cruciale pour obtenir une bonne mesure. Notre choix s'est porté sur une couche de noir de carbone obtenu par combustion incomplète de paraffine, d'une épaisseur d'environ 50  $\mu\text{m}$ . Ce revêtement, constitué de nanoparticules de carbone (diamètre compris entre 10 et 400 nm) a une émissivité très élevée ( $\approx 96\%$  (Gaussorgues, 1980 ; Pajani, 2001)) et est particulièrement homogène à l'échelle submillimétrique (pour une comparaison avec une peinture à haute émissivité, voir (Poncelet, 2007)).

On remarque sur la figure 5 un fort gradient aux bords de l'éprouvette. Ce phénomène est présent lors de chaque essai et pour toute éprouvette. L'observation d'une éprouvette (figure 7) montre une couche qui s'épaissit à mesure que l'on se rapproche du bord, à cause des turbulences lors du dépôt de particules.



**Figure 7.** Micrographie MEB d'un revêtement sur une éprouvette.

On peut chercher à modéliser simplement l'effet de cette variation d'épaisseur  $L_c$  sur la température mesurée à la surface du revêtement (et non plus de l'éprouvette). Le rapport des effusivités du revêtement et de l'éprouvette  $\sqrt{l_r r_c C_r} / \sqrt{l_e r_e C_e}$  étant de l'ordre de  $10^{-4}$ , la présence du revêtement n'entraîne qu'une modification négligeable de la température de l'éprouvette dans le cas d'un régime périodique établi. De par le couplage thermoélastique, la température de la surface métallique ( $z = -L_c$ ) évolue donc selon  $q(z = -L_c) = q_0 \sin(\omega_s t)$  avec  $\theta_0$  l'amplitude de température et  $\omega_s$  sa pulsation. A l'interface revêtement / air ( $z = 0$ ), on considère en première approximation que le flux est nul,  $\nabla q / \nabla z(z = 0) = 0$ . Enfin, on considère que le revêtement lui-même n'est pas le siège d'un couplage thermoélastique. La solution en régime forcé est alors donnée par (McKelvie, 1987). La température à la surface du revêtement s'écrit :

$$q_c(0, t) = q_0 A \sin(\omega_s t + \chi) \quad [1]$$

$$\text{avec } A = \left| \left( \cosh k L_c (1 + i) \right)^{-1} \right| \text{ et } \chi = \arg \left( \left( \cosh k L_c (1 + i) \right)^{-1} \right) \quad [2]$$

où  $i$  est l'unité imaginaire et  $k = (\sqrt{2}e)^{-1}$ ,  $A$  et  $\chi$  sont l'atténuation d'amplitude et le déphasage de la température à la coordonnée  $z$  dans le revêtement.

Connaissant l'épaisseur (figure 7), on peut alors estimer le déphasage et l'atténuation entre une zone épaisse ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ,  $\chi = -0.300 \text{ rad}$ ,  $A = 0.9702$ ) et une zone mince ( $50 \mu\text{m}$ ,  $\chi = -0.076 \text{ rad}$ ,  $A = 0.9980$ ). La différence de phase est proche de la valeur expérimentale ( $0.22 \text{ rad}$  pour le modèle,  $0.17 \text{ rad}$  pour l'essai) et

l'atténuation du même ordre de grandeur (3 % contre 10 %), ce qui est satisfait dans le cadre de ce modèle simple (une autre validation expérimentale de cette modélisation est disponible (Poncelet, 2007 ; Poncelet *et al.*, 2010b)). Les variations d'épaisseur du revêtement peuvent donc provoquer des artefacts de mesure si l'on ne supprime pas la contribution thermoélastique par une acquisition synchrone suivie d'une moyenne temporelle, tel qu'il a été proposé en partie 2.3.

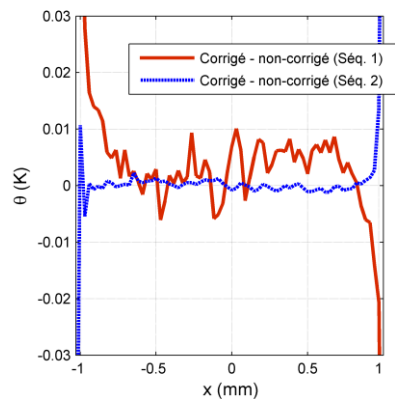
### **3.2. Correction des mouvements de corps rigide**

Comme mentionné plus haut, l'absence de chargement de flexion a été vérifiée. Néanmoins l'application de chargements à des fréquences de quelques dizaines de Hz provoque inévitablement la vibration de certaines parties du montage. C'est le cas de la caméra sur son trépied bien que celui-ci soit particulièrement rigide et bridé à la machine d'essai. Ces déplacements sont faibles mais correspondent néanmoins à quelques pixels selon l'axe  $x$  en termes de cadrage.

Un protocole de correction par post-traitement est mis en place pour corriger les artefacts provoqués par ces déplacements (« flou de bougé »). Le chargement étant nul pendant l'étape II, la séquence d'image enregistrée présente une éprouvette parfaitement immobile. Une moyenne temporelle est tout d'abord réalisée. L'image obtenue est redressée afin que l'axe de l'éprouvette corresponde à l'axe  $y$  de la caméra. Cette rotation est très faible puisque la caméra et l'éprouvette étaient alignées lors du montage avec une erreur de moins d'un pixel sur une longueur de 320 pixels. L'image obtenue sert alors de référence lors de la correction des images de la séquence II.1.

Chaque image est redressée grâce à un algorithme subpixel de corrélation d'images (Besnard *et al.*, 2006). Puisque seule la composante selon  $x$  des mouvements de corps rigides est cherchée, on utilise la silhouette de l'éprouvette devant l'arrière-plan pour la mesurer. On évite ainsi d'utiliser des marqueurs de moindre émissivité sur le revêtement (Sakagami *et al.*, 2006 ; Pottier *et al.*, 2008). Enfin on réalise une moyenne temporelle de la séquence corrigée. La soustraction des images obtenues (moyennes des séquences I.1 et II.1) est enfin calculée.

La différence entre une séquence I sur acier 22MnB5 corrigée et non corrigée est présentée en figure 8. A titre de comparaison, la différence pour la séquence II (où la correction ne doit pas avoir d'effet vu que l'éprouvette est immobile) est aussi tracée. Cette différence est inférieure au mK tandis qu'elle atteint plusieurs dizaines de mK au bord pour la séquence II, ce qui prouve la nécessité de cette correction.



**Figure 8.** Différence du profil de température entre une séquence corrigée et non corrigée.

### 3.3. Bruit de convection

Plusieurs précautions ont été prise pour éviter une trop grande influence de la convection : un drap occultant épais empêche les courants d'air entre l'intérieur et l'extérieur de l'enceinte de mesure délimitée par le drap, l'inertie des mors est suffisamment importante ( $\sim 1$  h) pour leur assurer une température constante pendant la mesure, enfin le corps noir régulé situé à proximité de l'éprouvette contribue à compenser une variation de la température de l'air dans l'enceinte.

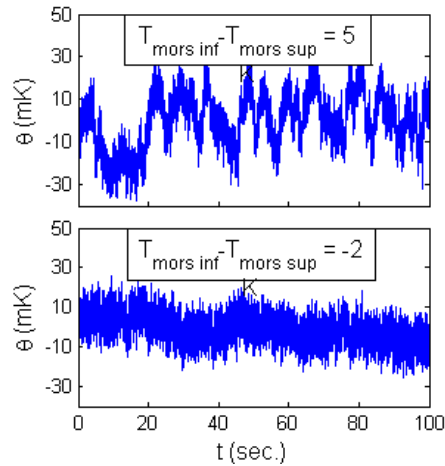
Malgré ces précautions, les turbulences de convection ont un impact très important – environ  $\pm 30$  mK – sur la température moyenne (spatiale) à la surface de l'éprouvette comme le montre la figure 9. L'observation d'un film infrarouge montre que cet impact est encore plus important en ce qui concerne la température locale, et que celui-ci augmente à mesure que l'on se rapproche des bords, atteignant environ  $\pm 45$  mK.

Même si la contribution de la convection est supprimée au premier ordre par le principe de la mesure la plus différentielle, des acquisitions longues vont être nécessaires afin de moyenner suffisamment ce « bruit de convection ». Vu que plus l'essai est long, plus les conditions aux limites risquent de dériver, il faut chercher à réduire l'impact de la convection.

Une première idée est contrôler la différence de température entre les mors. Le mors inférieur est naturellement plus chaud car directement lié au vérin hydraulique, et une convection turbulente se met donc en place entre les deux mors. En mesurant la température des deux mors par des thermocouples et en baissant la température du mors inférieur grâce à une entretoise de refroidissement à circulation d'eau, on peut choisir une configuration thermique où le mors inférieur est légèrement plus froid



que le mors supérieur. L'air dans l'enceinte est plus homogène et se stratifie, réduisant les courants turbulents. Une mesure de la température moyenne (spatiale) dans cette configuration est présentée en figure 9. Les fluctuations lentes et de grande amplitude ont disparu.

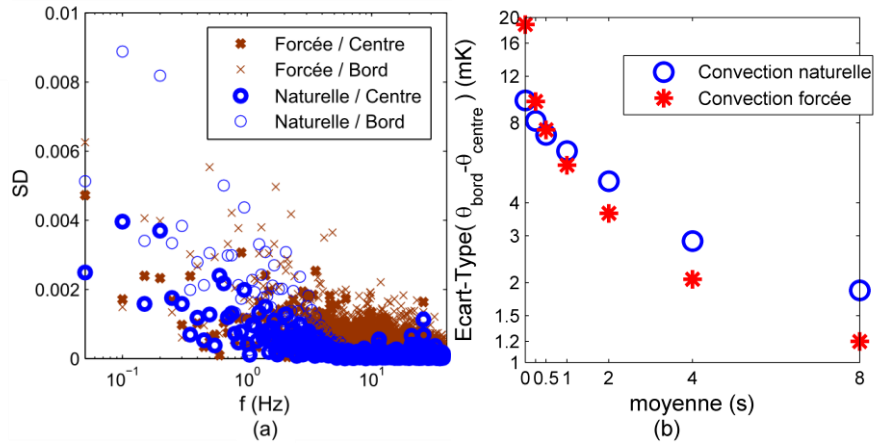


**Figure 9.** Température moyenne de la surface de l'éprouvette (pas de sollicitation mécanique, pas de ventilation forcée). Haut : Configuration avec mors inférieur plus chaud que le mors supérieur (convection naturelle forte). Bas : Configuration avec mors inférieur légèrement plus froid (convection naturelle faible).

Une seconde modification du protocole de mesure permet d'améliorer la qualité de la mesure. Un ventilateur est placé dans l'enceinte avec un rôle double. Tout d'abord il homogénéise la température de l'air au sein de l'enceinte, et d'autre part il change le spectre des fluctuations de température dues à la convection. La figure 10 présente le spectre de la température moyenne  $\theta(x,t)$  de deux lignes  $x_{centre} = 0$  et  $x_{bord} = 0,9$  mm pour deux régimes de convection : naturelle (ventilateur inactif) et forcée (ventilateur actif). On remarque que quel que soit le régime de convection, les bords de l'éprouvette ( $x_{bord}$ ) sont plus impactés par la convection que la partie centrale ( $x_{centre}$ ), ce qui confirme l'observation faite *de visu* sur les films infrarouges. Plus important, le changement de spectre avec le régime de convection est clairement visible : la convection forcée augmente les hautes fréquences au détriment des basses.

Pour estimer l'impact de cette modification sur la mesure d'hétérogénéité finale, on trace en figure 11 l'écart type de la moyenne temporelle de la différence entre les deux lignes mesurées  $\theta(x_{bord}) - \theta(x_{centre})$ . Cette valeur reflète la qualité de la mesure dans le sens où plus elle est faible, et plus l'influence du bruit de convection sur la mesure d'hétérogénéité l'est. Si pour de courtes durées d'acquisition, la réduction du bruit par moyenne temporelle avec convection forcée est moins bonne, elle devient

sensiblement meilleure pour de plus longues durées (une moyenne de 8 s abaisse l'écart type à 1.1 mK (resp. 1.9 mK) en convection forcée (resp. naturelle)). Une combinaison du contrôle thermique des mors, du type de convection permet donc d'améliorer sensiblement la réduction du « bruit de convection » par moyenne temporelle.



**Figure 10. (a)** Spectre de la température moyenne selon deux lignes  $x_{\text{centre}} = 0$  et  $x_{\text{bord}} = 0,9$  mm pour deux types de convection : naturelle et forcée. **(b)** Variation de l'écart type de la différence de température moyenne sur les deux lignes  $\theta(x_{\text{bord}}) - \theta(x_{\text{centre}})$  avec le type de convection et la durée de moyenne temporelle.

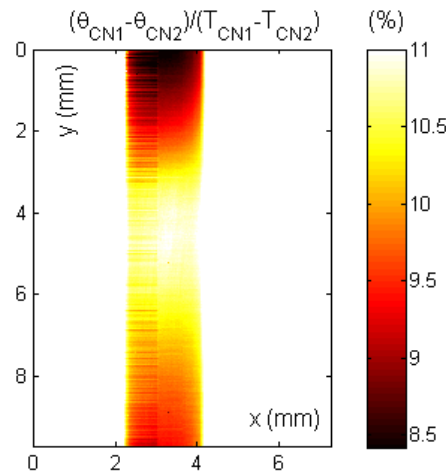
### 3.4. Artefacts optiques

Pour finir la justification du protocole expérimental, nous allons présenter, par ordre d'importance décroissante, trois artefacts optiques rencontrés lors de la mise en place de cette mesure. L'un est considéré constant (effet Narcisse), l'autre dépend majoritairement de l'environnement (effet d'arrière-plan) et le dernier dépend de la température de l'éprouvette (effet Narcisse inverse).

L'effet Narcisse, relativement connu (Gross *et al.*, 2008), est souvent supprimé en inclinant l'axe optique par rapport à la normale à la surface observée. Dans le cas de l'objectif de microscopie utilisé, la très faible profondeur de champ (moins de 0,1 mm) rend impossible cette parade. Il peut alors être minimisé grâce à l'utilisation d'un revêtement à haute émissivité. De plus, la mesure différentielle réalisée doit supprimer cet effet si tant est qu'il est bien constant (configuration géométrique immobile, température de la caméra constante). On peut objecter que la correction des mouvements vue en partie 3.2 déplace virtuellement l'éprouvette et l'artefact alors que celui-ci est immobile dans le champ de la caméra. Ainsi la suppression n'est pas *stricto sensu* possible. Néanmoins ces déplacements sont très faibles tout

comme les gradients du halo qui caractérisent l'effet Narcisse. On néglige donc l'effet de la correction des mouvements de corps rigide sur la suppression de l'effet Narcisse.

Les deux autres artefacts sont caractéristiques de l'objectif utilisé. Il comprend 6 lentilles et malgré les revêtements antireflet, une part importante du flux n'est pas transmise (15 %), et donc potentiellement reflétée sur l'objet. Dans le cas de l'effet d'arrière-plan, le rayonnement de l'arrière-plan est focalisé sur l'objet suite à de multiples réflexions dans l'objectif. Afin de quantifier cet effet, on mesure la température de l'éprouvette dans les conditions de l'essai, sans chargement, avec la température du corps noir à deux valeurs distinctes  $T_{CN1}$  et  $T_{CN2}$ .  $T_{CN2}$  est environ 40 K supérieure à  $T_{CN1}$  pour assurer un bon rapport signal sur bruit. La figure 11 présente la différence normée entre les deux champs de température obtenus. On note que le biais moyen est d'environ 10 % de la variation de la température de l'arrière-plan, alors que l'on utilise un revêtement à haute émissivité. L'intensité est maximale au centre, atteignant plus de 11 %. Il faut donc utiliser un corps noir à une température stabilisée lors de la mesure pour pouvoir supprimer cet effet par soustraction.

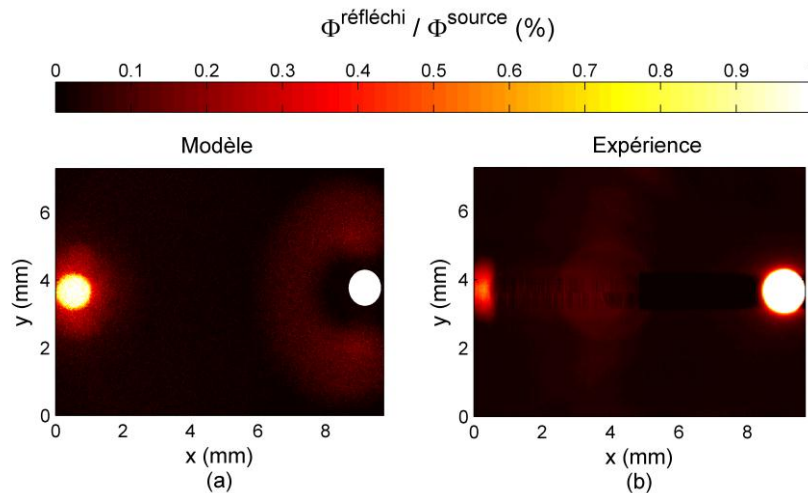


**Figure 11.** Différence des température  $\theta_{CN1}$  et  $\theta_{CN2}$  mesurées avec des températures de corps noir  $T_{CN1}$  et  $T_{CN2}$  différentes.

Si dans le cas précédent le rayonnement de l'arrière-plan est focalisé sur l'objet, pourquoi le rayonnement propre de l'objet ne viendrait-il pas perturber la mesure de la même manière ? Ceci peut sembler peu probable au vu du trajet optique complexe : le rayonnement d'un point de la surface de l'objet rentre dans l'optique, est renvoyé en direction de l'objet via un jeu de réflexions internes multiples, se reflète ensuite dans l'objet, et finit enfin dans la caméra. Chaque réflexion n'étant que partielle, et l'optique ne renvoyant pas simplement un rayon incident dans la même direction, un tel phénomène est-il possible ?

Une simulation du comportement optique de l'objectif est obtenue par la méthode de *ray-tracing* du logiciel Zemax® (Zemax). Les lentilles et le corps de l'objectif sont modélisés en prenant en compte leurs propriétés optiques propres ainsi que celles du revêtement antireflet. Une source uniforme d'infrarouge - un disque d'un millimètre de diamètre - est placée dans le plan objet. La figure 12(a) présente le champ d'intensité du flux renvoyé sur le plan objet. Un disque blanc symbolise la position de la source. Une « image fantôme » apparaît diamétralement opposée au disque, avec environ 1 % d'intensité.

Un montage expérimental est mis en place afin corroborer ce résultat. Il s'agit d'un corps noir muni d'une mire à faible émissivité avec un diaphragme de diamètre 1 mm. Ainsi la mire simule une source de rayonnement uniforme et non directionnelle, et la faible émissivité assure qu'une majorité du faible flux revenant sur la mire sera renvoyée vers la caméra. Un hacheur optique est enfin situé entre le corps noir et la mire, assurant une source en créneaux qui permet une mesure synchrone moins perturbée qu'une mesure directe. Le champ de rayonnement ainsi mesuré est présenté en figure 12(b). Le disque blanc correspond ici à la véritable source. On note une grande similitude avec la simulation : existence d'une image fantôme - certes plus floue que celle simulée - d'intensité proche (0,8 %), et située également de manière symétrique par rapport à l'axe optique. Les dissemblances peuvent provenir de la simulation (même coefficient de réflexion pour chaque surface) comme de l'expérience (planéité de la mire, défauts géométriques de l'objectif).



**Figure 12:** (a) Simulation numérique et (b) quantification expérimentale de l'intensité lumineuse réfléchie par l'objectif sur le plan objet. La source uniforme, non directionnelle est le disque situé à droite de chaque image.

Grâce au revêtement à haute émissivité - absent de la mire - l'effet sera bien moindre lors de la mesure sur l'éprouvette. De plus le protocole de mesure permet

d'obtenir la différence entre les séquences I et II, ainsi la contribution de l'effet Narcisse inverse dû à la température moyenne de l'éprouvette sera supprimée. On considère donc que cet artefact est négligeable lors de la mesure sur les éprouvettes.

#### 4. Résultats et discussion

Le protocole de mesure est maintenant appliqué aux éprouvettes d'acier 22MnB5 et à l'éprouvette *sandwich*. Toutes les précautions expérimentales décrites précédemment sont prises : principe de la mesure la plus différentielle, acquisition asynchrone, revêtement à haute émissivité, contrôle de la température des mors, contrôle de la convection forcée, contrôle de la température de l'arrière-plan, correction des mouvements de corps rigides.

La figure 13(a) présente les profils de température obtenus pour l'acier 22MnB5. De par l'importance du bruit de convection sur cette géométrie d'éprouvette (voir partie 3.3), le protocole de mesure hachée est utilisé et les résultats présentés correspondent à des moyennes temporelles de 40 s. On remarque tout d'abord que l'ordre de grandeur des hétérogénéités est bien inférieur à celui de la figure 2(d), et correspond à la prévision du modèle (hétérogénéité < 10 mK). De plus les profils ne sont plus convexes à cause de la convection.

On note une dissymétrie des profils, mais celle-ci est la même quelle que soit la mesure. Si l'on tourne l'éprouvette selon l'axe y (Face A / Face B), la dissymétrie ne s'inverse pas. Elle est donc liée au référentiel de la machine et est un biais systématique de mesure. Elle est sans doute due à la position du ventilateur, car il est le seul élément non symétrique du montage et seule la contribution linéaire de la convection est supprimée par le principe de la mesure. Si l'on prend l'éprouvette non décarburée comme référence, ce biais a une pente d'environ 2 à 3 mK pour 66 pixels.

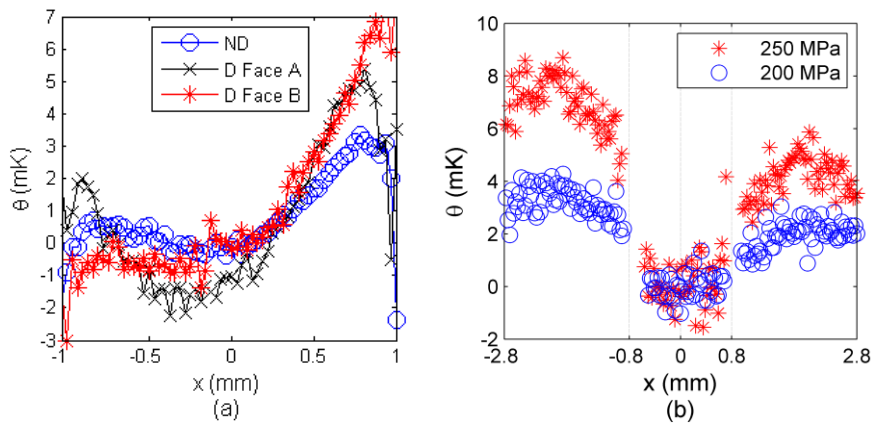
Les profils « Face A » et « Face B » ne sont pas rigoureusement identiques. Cette petite dissymétrie liée à l'éprouvette peut être due au procédé d'obtention de la tôle. Néanmoins l'observation de la convexité montre en premier lieu qu'un fort effet de surface est présent dans l'éprouvette décarburée. La différence de température entre le cœur et le bord est d'environ 5 mK, ce qui est en bon accord avec une modélisation préliminaire (Poncelet, 2007). On note également que la tôle de référence (non décarburée) présente un effet de surface, bien que plus faible. Bien que ces résultats ne permettent pas une étude quantitative plus poussée, ils constituent un premier pas vers cet objectif.

L'éprouvette *sandwich* est également testée car son comportement « par morceaux » – faibles gradients et sauts aux interfaces – permet de mieux estimer les capacités de ce protocole de mesure. Les profils de température obtenus pour deux amplitudes de chargements sont présentés en figure 13(b). Les deux profils sont superposés dans la zone centrale pour faciliter la lecture. La géométrie de cette

éprouvette fait que le bruit de convection y est moindre et une moyenne temporelle de seulement 4 s est réalisée.

La mesure réalisée sur l'éprouvette tournée autour de l'axe  $y$  – non présentée ici – montre que la dissymétrie suit le repère de l'éprouvette. Cette dissymétrie est probablement due à une épaisseur de pâte thermique différente à chaque interface.

Les sauts de température entre les trois tôles sont clairement observables bien que très faibles, inférieurs à 2 mK. L'incertitude de mesure, calculée sur la partie centrale de l'éprouvette, est d'environ 1 mK pour une moyenne de 4 s. Cette valeur est proche du bruit de mesure de la caméra après moyenne selon une ligne de 320 pixels ( $\sim 1,1$  mK, voir partie 2.1). On peut donc dire que la contribution des différentes perturbations et artefacts n'est plus le maillon faible de la chaîne de mesure.



**Figure 13. (a)** Profil de température de l'acier 22MnB5 décarburé (D) et non décarburé (ND) (fréquence de sollicitation de 30 Hz, moyenne temporelle de 40 s)  
**(b)** Profil de température de l'éprouvette sandwich (fréquence de sollicitation de 30 Hz, moyenne temporelle de 4 s).

#### 4. Conclusion

L'étude avait pour but de développer un protocole de mesure de température à l'échelle microscopique afin de détecter des hétérogénéités de faibles amplitudes (moins de 10 mK) dans les conditions d'un essai mécanique sur tôle mince. Le rôle de la conduction thermique dans l'acier devient très important à des échelles inférieures au millimètre. De très fortes hétérogénéités de sources thermiques se traduisent alors par de très faibles hétérogénéités. Plusieurs points doivent être respectés pour réaliser une mesure dans ces conditions :

– L'influence moyenne de la convection est importante et il faut la limiter. Un protocole de mesure « la plus différentielle possible » a été proposé. Il permet de supprimer la contribution linéaire de la convection entre états sollicité et non sollicité à une même température (partie 2.2).

– Le revêtement à haute émissivité et les hétérogénéités de propriétés matérielles peuvent provoquer des artefacts lors de sollicitations dynamiques (phénomènes liant conduction et thermoélasticité). Une acquisition asynchrone permet de supprimer ces artefacts.

– Des erreurs de mesure sont provoquées par des mouvements de l'éprouvette par rapport à la caméra. Elles peuvent être réduites par un post-traitement basé sur la technique de corrélation d'images.

– L'influence instantanée de la convection est plus importante que le bruit de mesure de la caméra dans le cas présent d'une mesure de profil de température. Le passage à un régime de convection plus turbulent associé à une moyenne temporelle permet de réduire substantiellement ce « bruit de convection ».

– Un artefact optique non négligeable – l'effet d'arrière-plan – est lié à l'utilisation d'un objectif de microscopie. La régulation de la température de l'arrière plan combinée à la mesure différentielle permet de résoudre cette difficulté.

Le protocole de mesure mis au point a une incertitude de mesure de l'ordre d'un mK. Appliqué aux tôles d'acier 22MnB5, il permet de distinguer les tôles partiellement décarburées des tôles non décarburées. Un dernier point notable est le fait que ce type de mesures thermiques – bien que proche des limites techniques actuelles – soit possible dans les conditions d'un laboratoire de mécanique.

## 5. Remerciements

Les auteurs remercient Arcelor Research SA et Nippon Steel Corporation pour leur soutien technique et financier dans le cadre cette étude, ainsi que M. Vaché (CEDIP, France) pour son appréciable collaboration sur la simulation de l'effet Narcisse inverse.

## Références bibliographiques

- Besnard, G., Hild, F., Roux S. « 'Finite-element' displacement fields analysis from digital images: Application to Portevin-Le Châtelier bands », *Exp. Mech.*, vol. 46, 2006, pp. 789-803.
- Boulanger, T., Chrysochoos, A., Mabru, C., Galtier, A. « Calorimetric analysis of dissipative and thermoelastic effects associated with the fatigue behavior of steels », *Int. J. Fat.*, vol. 26, 2004, pp. 221-229.
- Cazaud, R. *La fatigue des métaux*, Paris, Dunod, 1959.

- Charkaluk, E., Constantinescu, A. « Estimation of the mesoscopic thermoplastic dissipation in High-Cycle Fatigue », *C. R. Mécanique*, vol. 334, 2006, pp. 373-379.
- Chrysochoos, A., Louche, H. « An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation », *Int. J. Eng. Sci.*, vol. 38, 2000, pp. 1759-1788.
- Darses, P., *CEDIP Cameras User Manual*. 2004.
- Doudard, C., Calloch, S., Hild, F., Cugy, P., Galtier, A. « Identification of the scatter in high cycle fatigue from temperature measurements », *C. R. Mécanique*, vol. 332, 2004, pp. 795-801.
- Doudard, C., Calloch, S., Hild, F., Cugy, P., Galtier, A. « A probabilistic two-scale model for high cycle fatigue life predictions », *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct.*, vol. 28, 2005, pp. 279-288.
- Doudard, C., Poncelet, M., Calloch, S., Boué, C., Hild, F., Galtier, A. « Determination of an HCF criterion by thermal measurements under biaxial cyclic loading », *Int. J. Fatigue*, vol. 29(4), 2007, pp. 748-757.
- Galtier, A., Bouaziz O., Lambert, A. « Influence de la microstructure des aciers sur leurs propriétés mécaniques », *Méc. Ind.*, vol. 3, 2002, pp. 457-462.
- Gaussorgues, G. *La thermographie infrarouge*, Paris, Technique et documentation, 1ère édition, 2008.
- Gross, H., Zügge, H., Blechinger, F., Ahtner, B. *Handbook of Optical Systems Survey of Optical Instruments*, Berlin, Wiley-VCH, 2008.
- Harry, R., Joubert, F., Gomaa, A. « Measuring the actual endurance limit of one specimen using non-destructive method », *J. Eng. Mat. Techn.*, vol. 103, 1981, pp. 71-76.
- Honorat, V., Moreau, S., Muracciole, J.-M., Wattrisse, B., Chrysochoos, A. « Calorimetric analysis of polymer behaviour using a pixel calibration of an IRFPA camera », *Quantitative InfraRed Thermography J.*, vol. 2(2), 2005, pp. 153-172.
- Krapez, J.-C., Pacou, D., Bertin, C. « Application of lock-in thermography to rapid evaluation of fatigue limit in metals » *Proceedings of the 5th AITA*, Venezia (Italy), 1999.
- Krapez, J.C., Pacou, D., Gardette, G. « Lock-in thermography and fatigue limit of metals », *Proc. of QIRT'2000*, Reims, 2000, pp. 277-282.
- La Rosa, G., Risitano, A. « Thermographic methodology for rapid determination of the fatigue limit of materials and mechanical components », *Int. J. Fatigue*, vol. 22, 2000, pp. 65-73.
- Lemaitre, J., Chaboche, J.L. *Mechanics of Solid Materials.*, Cambridge (UK), Cambridge University Press, 1990.
- Luong, M. P. « Infrared thermography of fatigue in metals », *SPIE* vol. 1682, 1992, pp. 222-233.
- McKelvie, J. « Consideration of the surface temperature response to cyclic thermoelastic heat generation », *SPIE Stress Analysis by Thermoelastic Techniques*, vol. 731, 1987, pp. 44-53.



- Moore, H. F., Kommers, J. B. « Fatigue of metals under repeated stress », *Chem. Met. Eng.*, vol. 25, 1921, pp. 1141-1144.
- Pajani, D. « Thermographie : principes et mesure », *Techniques de l'ingénieur*, 2001, pp. R2740.
- Poncelet, M., Doudard, C., Calloch, S., Hild, F., Weber, B., Galtier, A. « Prediction of self-heating measurements under proportional and non-proportional multiaxial cyclic loadings », *C. R. Mécanique.*, vol. 335, 2007, pp. 81-86.
- Poncelet, M., Multiaxialité, Hétérogénéités intrinsèques et structurales des essais d'auto-échauffement et de fatigue à grand nombre de cycles. Thèse de doctorat, ENS Cachan, 2007.
- Poncelet, M., Doudard, C., Calloch, S., Weber, B., Hild, F. « Probabilistic Multi-scale Models and Self-Heating Measurements under Cyclic Loadings for Multiaxial High Cycle Fatigue », *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 58, 2010a, pp. 578-593.
- Poncelet, M., Doudard, C., Calloch, S., Hild, F., Weber, B. « Dissipation Measurements In Steel Sheets Under Cyclic Loading By Use Of Infrared Microthermography », *Strain*, vol. 46, 2010b, pp. 101-116.
- Pottier, T., Moutrille, M.P., Le Cam, J.B., Balandraud, X., Grédiac, M. « Study on the use of motion compensation techniques to determine heat sources. Application to large deformations on cracked rubber specimens ». *Exp. Mech.*, vol. 49(4), 2009, pp. 561-574.
- Sakagami, T., Nishimura, T., Yamaguchi, T., Kubo, N. « Development of a new motion compensation technique in infrared stress measurement based on digital image correlation method », *Nihon Kikai Gakkai Ronbunshu A / Trans. Japan. Soc. Mech. Eng.*, vol. 72, 2006, pp. 1853-1859.
- Stromeyer, C.E. « The determination of fatigue limits under alternating stress conditions », *Proc. Roy. Soc.*, vol. 90, 1914, pp. 411-425.
- ZEMAX, Software For Optical System Design, <http://www.zemax.com/>